

Kernspektroskopische Untersuchungen an Ag—Cd¹¹⁰ und Sb—Te¹²⁴

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von EDMUND BOSCHITZ aus Wien

**Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen**



Tag der mündlichen Prüfung: 27. November 1957

Dekan: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. E. Mollwo

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik 154, 90—110 (1959)



Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen

**Kernspektroskopische Untersuchungen
an Ag—Cd¹¹⁰ und Sb—Te¹²⁴**

Von

EDMUND BOSCHITZ

Mit 16 Figuren im Text

(Eingegangen am 22. September 1958)

In der vorliegenden Arbeit werden mit Hilfe von Koinzidenzspektren, aufgenommen mit einem 100-Kanal-Impulshöhenanalysator und einem Slow-fast-Koinzidenzkreis ($2\tau = 25 \cdot 10^{-9}$ s), die noch ungenügend gesicherten Energieschemata der Kerne Ag-Cd¹¹⁰ und Sb-Te¹²⁴ überprüft. Mit ähnlicher apparativer Anordnung (an Stelle des 100-Kanal-Analysators Verwendung eines zweiten Einkanalanalysators) werden die Winkelkorrelationen von drei Kaskaden gemessen und daraus in dem Termschema von Cd¹¹⁰ dem 1,52 MeV-Niveau Spin 2, bei Te¹²⁴ dem 2,28 MeV- und dem 2,70 MeV-Term jeweils der Spin 3 zugeordnet.

A. Einleitung

Bei der Analyse kompliziert zusammengesetzter Spektren (beispielsweise den (n, γ) -Spektren) ergeben sich nach wie vor große Schwierigkeiten, da trotz genauer Messungen mit magnetischen Spektrometern die Einordnung der Quantenenergien in das Zerfallsschema nicht ohne Willkür ist. Eindeutige Aussagen über die Lage der Energieniveaus lassen sich durch Koinzidenzmessungen machen. Aus diesem Grunde wurde eine Apparatur entwickelt, die bei hoher γ -Empfindlichkeit der Zähler, gutem spektroskopischen Auflösungsvermögen und einer für NaJ (Tl)-Kristalle bestmöglichen Koinzidenzauflösung durch koinzidenzspektroskopische — und γ - γ -Winkelkorrelationsmessungen kompliziertere Spektren zu untersuchen gestattet.

Das Meßprinzip der *Koinzidenzspektroskopie* ist dabei das Folgende:

Zwei γ -Zähler weisen die von einem Präparat ausgehenden koinzidierenden Quanten nach. Der eine Zähler Z_A , „Auswahlzähler“ genannt, wählt mit Hilfe elektronischer Geräte aus dem von ihm registrierten γ -Spektrum entweder eine einzige Quantenenergie (differentielle Einstellung des Einkanalanalysators) oder alle die Energien, die größer als eine vorgegebene Grenze sind, aus (integrale Einstellung). Der zweite Zähler Z_S , als „Spektroskopierzähler“ bezeichnet, liefert in einem Impulshöhenanalysator nur die Quantenenergien seines Spektrums, die mit den im Auswahlkreis aussortierten koinzidieren. Die Gesamtheit dieser im Analysator aufgezeichneten Energien wird Koinzidenzspektrum genannt. Aus dem Aussehen dieses Koinzidenzspektrums in Abhängigkeit von den

zur Koinzidenz zugelassenen γ -Linien von Z_A lassen sich die Koinzidenzbeziehungen im Energieschema ablesen. Wird Z_A auf große Quantenenergien eingestellt, so bleibt für Z_S nur eine kleinere Gesamtenergie und damit ein einfacheres Spektrum übrig.

Bei den folgenden *Winkelkorrelationsmessungen* wird eine Energieauswahl koinzidierender γ -Quanten in beiden Zählern vorgenommen, wodurch weitgehend auch dann eindeutige Korrelationsmessungen möglich werden, wenn mehrere Kaskaden in dem zu untersuchenden Termschema vorhanden sind.

Mit solchen Anordnungen wurden die noch ungenügend gesicherten Anregungsniveaus von Cd¹¹⁰ und Te¹²⁴ einer Klärung unterzogen.

B. Koinzidenzspektroskopische Messungen

I. Varianten des Verfahrens und Störeinflüsse

Entsprechend dem in der Einleitung dargelegten Meßprinzip wird in einem Zähler (Z_A) eine Auswahl an Quantenenergien getroffen. (Dies geschieht durch einen Einkanalanalysator, der bei differentieller Einstellung nur eine, bei integraler mehrere Quantenenergien oberhalb eines festgelegten Diskriminatorniveaus erfaßt). Bei der Analyse eines Spektrums, das mit einem oder mehreren Quanten koinzidiert, ergeben sich zwei Möglichkeiten.

Einmal wird das integral eingestellte Diskriminatorniveau bei den größten Quantenenergien beginnend schrittweise so erniedrigt, daß jeweils Quanten mit kleinerer Energie erfaßt werden. Im Koinzidenzspektrum wird dann mit jeder Diskriminatoreinstellung, bei der eine neue Koinzidenzlinie in Z_A vom Einkanalanalysator durchgelassen wird, eine Veränderung und damit eine Koinzidenzbeziehung ersichtlich.

Andererseits kann bei differentieller Einstellung des Einkanalanalysators eine Linie nach der anderen im Spektrum des Auswahlzählers ausgeblendet und die zugehörigen Koinzidenzspektren im Impulshöhenanalysator nachgewiesen werden.

Beide Möglichkeiten wurden untersucht; die erste aber als besser festgestellt, da bei integraler Durchlässigkeit des Diskriminators die Zahl der zugelassenen Quantenenergien eindeutig festliegt, bei der zweiten Methode hingegen mit jeder Kanaleinstellung auch Impulse gezählt werden, die vom Compton-Effekt energiereicherer Quanten herrühren und undefinierte Beiträge nicht gewünschter Energien liefern. Da bei großen NaJ (Ti)-Szintillationskristallen die Photolinien gegenüber dem Compton-Untergrund stärker ausgeprägt sind — wie im nächsten Abschnitt begründet wird —, ist bei Verwendung solcher auch die zweite Methode anwendbar.

Besteht das zu untersuchende Spektrum aus wenigen gut trennbaren Linien, so ist eine Koinzidenzaussage leicht zu treffen. Setzt sich das Spektrum aus vielen Linien zusammen, so wird unter Umständen eine Analyse sehr schwierig. In Fällen, wo Quantenenergien so wenig voneinander verschieden sind, daß mit einem Szintillationszähler die Auflösung nicht mehr gelingt (vgl. Cd^{110}), die Intensitäten aber von der gleichen Größenordnung sind, können bei vorsichtiger integraler Abtastung des Spektrums im Auswahlzähler aus der resultierenden Veränderung der Linienform im Spektrum von Z_S eindeutige Aussagen über einzelne Quanten möglich sein. Die Notwendigkeit einer zuverlässigen, stabilen Apparatur sei in diesem Zusammenhang hervorgehoben.

An Störeinflüssen bei den Messungen sind zu nennen:

a) Störende Koinzidenzen durch Compton-Streustrahlung von Zähler zu Zähler. — Günstigerweise liegt die Energie der Streuquanten in dem Energiebereich $< 0,3$ MeV. Das ist bei der vorhandenen Einstellung der Koinzidenzstufe ohnehin die unterste Grenze für die Messung kleiner Energien. Durch vorhandene Bleikappen auf den Zählern wurde der Einfluß der Streuquanten stark vermindert.

b) Unangenehmer und bei großen Raumwinkeln zu erheblichen Störungen Anlaß gebend ist eine andere Erscheinung, die besonders bei angeregten Kernen mit mehreren Kaskaden hervortritt. Angenommen, das integrale Diskriminatorniveau des Einkanalanalysators sei so gewählt, daß nur Quantenenergien größer als E im Auswahlzähler zugelassen werden. Existiert in dem Termschema neben der zu untersuchenden Kaskade noch eine konkurrierende Drei- oder Mehrfachkaskade mit großer Intensität, so können mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zwei Quanten dieser Kaskade in den Auswahlzähler gelangen. Ist ihre Energiesumme größer als E , so wird im Einkanalanalysator ihre Summe fälschlicherweise als Koinzidenzquant registriert, wodurch im Koinzidenzspektrum das dritte Quant dieser Kaskade nachgewiesen wird. Abhilfe kann, wie es hier geschehen ist, nur durch Verkleinerung des Raumwinkels geschaffen werden.

II. Einzelheiten zur Entwicklung der Apparatur

Für den Aufbau der gesamten Anordnung waren drei Gesichtspunkte wesentlich.

1. *Hochempfindliche Nachweisgeräte.* Bei der Wahl der γ -Strahlungsdetektoren sollte die Forderung nach hoher Ansprechwahrscheinlichkeit mit der eines guten spektroskopischen Auflösungsvermögens vereint werden.

2. *Schnelle Koinzidenz.* Um das Verhältnis der zufälligen zu den echten Koinzidenzen klein zu halten, ist bei Verwendung größerer Präparatstärken gutes Koinzidenzauflösungsvermögen nötig.

3. *Gute Stabilität.* In vielen Fällen lassen sich lange Meßzeiten (viele Stunden) nicht vermeiden, so daß eine hohe Stabilität der Anordnung verlangt werden muß.

Um die in Punkt 1. gestellten Forderungen zu erfüllen, wurden NaJ(Tl)-Kristalle in Verbindung mit Photomultipliern als Nachweisgeräte für die γ -Strahlung benutzt. Wie die Erfahrung zeigt, sind für ein gutes spektroskopisches Auflösungsvermögen große Kristalle günstig. Bei diesen ist die Wahrscheinlichkeit, daß Streuquanten vom Compton-Effekt oder Vernichtungsquanten von der Paarbildung den Kristall verlassen, gering, wodurch auch bei Compton-Effekt und Paarbildung die *gesamte* Quantenenergie an den Kristall abgegeben und damit die Photolinie verstärkt wird. Allerdings erhöht sich durch das große Zählvolumen auch der Nulleffekt beträchtlich. Das kann jedoch durch Bleikappen auf den Kristallen weitgehend verhindert werden. Der zum Spektroskopieren verwendete Kristall hat hier die Größe von 5 cm $\varnothing \times$ 6 cm, der zum Nachweis der koinzidierenden Quanten 4 cm $\varnothing \times$ 2,5 cm. Das Auflösungsvermögen beträgt bei der Cs¹³⁷- γ -Strahlung für die Kristalle etwa 10% bzw. 20%.

Da die Multiplier für „schnelle“ Koinzidenzstufen verwendet werden, ist ein scharfer zeitlicher Einsatz der Impulse nötig. Weiter ist es günstig, schon über einen kleineren Arbeitswiderstand (z.B. $R_A = 20 \text{ k}\Omega$) Impulsgrößen von etwa 50 V oder mehr zu erreichen, weil dann ein Begrenzer („limiter“) ohne zwischengeschaltete „schnelle“ Verstärker verwendet werden kann. Die Type RCA 6810 hat die gewünschte Eigenschaft und wurde deshalb benutzt.

Hinsichtlich der Koinzidenzstufe führten die Erfahrungen über „langsame“ Rossi-Stufen¹ mit einer Auflösungszeit von $2T_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ und die Entwicklung einer Koinzidenzstufe, bestehend aus EFP 60-Impulsformen² in Verbindung mit einer 6 BN 6-Koinzidenzstufe mit $2T_0 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, schließlich zu einer Schaltung ähnlich der von BELL u. Mitarb.³ Bei den Experimenten mit den zuerst genannten Stufen wurde die Möglichkeit untersucht, ohne „fast-slow“-Anordnung mit Impulsen aus NaJ(Tl)-Zählern (Anstiegszeit $T = 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$) eine Auflösungszeit besser als $2T_0 = 10^{-7} \text{ s}$ zu erhalten. Dazu wurde ein „slow-fast“-Kreis (Prinzip von STANFORD und PIEPER⁴) in Gang gesetzt, doch ergaben die Versuche, daß die Stabilität der Koinzidenzrate über längere Zeit nicht gewährleistet ist. In der Entscheidung, einen „fast-slow“-Kreis mit

¹ ELMORE, W., u. M. SANDS: Electronics Experimental Techniques: McGraw-Hill Book Comp. 1949.

² WELLS, F.H.: Nucleonics **10**, 28 (1952).

³ BELL, R.F., R.L. GRAHAM u. H.E. PETSCH: Canad. J. Phys. **30**, 35 (1952).

⁴ STANFORD, G., u. G. PIEPER: Rev. Sci. Instrum. **26**, 847 (1955).

einer „schnellen“ Stufe nach GARWIN⁵ oder BELL³ anzufertigen, wurde wegen der größeren Einfachheit und Betriebssicherheit letztere vorgezogen.

Die der Koinzidenzstufe angebotenen Impulse werden auf folgende Weise hergestellt:

Die von dem Multiplier am Anodenwiderstand erzeugten Spannungsimpulse, die bei der 14-stufigen Type RCA 6810 bei NaJ(Tl) und einer Quantenenergie von 0,5 MeV etwa 50 V betragen, sperren bereits mit dem ersten Anstieg (in einer Zeit ~ 10 m μ s) eine Verstärkerröhre hoher Steilheit. Das Ergebnis an der Anode dieses Impulsbegrenzers (Röhrentype E 180 F) ist ein Rechteckimpuls mit einer Anstiegszeit von etwa 10 m μ s und einer Länge von 2 bis 5 μ s. Diese Impulse werden am Eingang der Koinzidenzstufe bei dem Überlagern durch eine Verzögerungsleitung auf 10 bis 20 m μ s beschnitten („delayline-clipping“). Die gut erreichbare Auflösungszeit beträgt gemäß der Halbwertsbreite der Auflösungskurve $2T_0 = 12,5 \cdot 10^{-9}$ s. Zum Erreichen sehr guter Stabilität der Zählrate wurde bei einigen Messungen das Auflösungsvermögen bewußt auf $2T_0 = 25 \cdot 10^{-9}$ s verschlechtert.

Der „langsame“ Kreis besteht aus Phasenumkehrstufen, Linearverstärkern, Einkanalanalysatoren, „langsamen“ Koinzidenzstufen, einem linearen „gate“ und einem 100-Kanal-Impulshöhenanalysator der Firma SUNVIC.

Linearverstärker und Einkanalanalysatoren wurden entsprechend den von RIDL (USA) kommerziell erhältlichen Typen selbst angefertigt, wobei Abänderungen in der Koinzidenzschaltung vorgenommen wurden. Der „langsame“ Koinzidenzkreis besteht aus einer Rossi-Stufe mit einem Auflösungsvermögen von etwa 5 μ s.

Wie man dem Blockschaltbild in Fig. 1 entnimmt, braucht man zur Koinzidenzspektroskopie ein lineares „gate“. Bei den unten angegebenen Messungen wurde mit gutem Erfolg das im 100-Kanalanalysator eingebaute „gate“ benutzt.

Das Koinzidenzspektrum kann auf verschiedene Weise registriert werden:

a) Durch einen *Einkanalanalysator*. Das ist eine mühsame Methode und wird nur dort angewendet, wo ein Mehrkanalanalysator nicht zur Verfügung steht.

b) *Photographisch*, durch Graukeilspektroskopie am Oszillographenschirm. Diese Methode, durch geringen Aufwand ausgezeichnet, eignet sich überall dort gut, wo die genaue Kenntnis der Intensitätsverteilung

⁵ GARWIN, R.: Rev. Sci. Instrum. **24**, 618 (1953).

nicht erforderlich ist, ist deshalb aber gerade bei der Untersuchung komplizierterer Spektren ungeeignet. Die mangelnde Stabilität des Spektrometers ist ein zusätzlicher Nachteil. Nach eigenen Erfahrungen blieb eine Apparatur, bestehend aus einem Philips-Oszillographen, stabilerter Nachbeschleunigungsspannung, stabilerter Hellastung in einem Raum mit konstanter Temperatur nicht länger als 1 bis 2 Std auf etwa 2% konstant.

c) Als entschieden beste Möglichkeit wurde hier der erwähnte 100-Kanalanalysator eingesetzt, mit dem alle in dieser Arbeit angegebenen Spektren des Zählers Z_S registriert wurden.

Die Forderung nach hoher Stabilität der Gesamtanordnung ist von großer Bedeutung. Um eine 1%ige Konstanz der Gesamtapparatur (das erfordert eine Konstanz auf promille bei Einzelgeräten) zu sichern, wurden die Heizspannungen aller Röhren magnetisch, die Anodenspannungen in den Einkanalanalysatoren doppelt magnetisch, im Multiplier, in den Umkehrstufen sowie bei der Koinzidenzstufe elektronisch stabilisiert. Da Temperaturänderungen von wenigen Grad Celsius die Messungen merkbar beeinflussen, wurde die Raumtemperatur auf $\pm 1\%$ C konstant gehalten. Durch Kontrollmessungen (Aufnahme von Eichspektren und Impulzzählung an kritischen Stellen) in kürzeren Zeitabständen wurde die Konstanz geprüft.

Wichtig bei spektroskopischen Untersuchungen ist die Linearität. Bei der vorliegenden Anordnung ist sie in dem Energiegebiet bis 2 MeV gegeben. Sehr störend auf die Linearität wirken sich im Multiplier und Einkanalanalysator infolge zu großer Intensität Summationsimpulse aus („pile up“). Durch genügend kleine Präparatstärken ließ sich dieser Einfluß klein halten.

III. Beschreibung der Anordnung zur Koinzidenzmessung

In der Fig. 1 ist das Blockschaltbild des gesamten „fast-slow“-Koinzidenzspektrometers zu sehen. Während die „schnelle“ Koinzidenzstufe alle innerhalb der Auflösungszeit $2T_0 = 25 \cdot 10^{-9}$ s emittierten Quanten registriert, wird über Auswahlzähler, Verstärker 1 und Einkanalanalysator 1 eine oder mehrere Energien durch differentielle oder integrale Einstellung ausgewählt. Genügt ein Koinzidenzquant dieser Energiesortierung, während das zugehörige zweite im Zähler Z_S nachgewiesen wird, so spricht über die „schnelle“ nun auch die „langsame“ Koinzidenzstufe an. Sie öffnet das Tor („gate“) zur Aufnahme des zweiten Quants im Mehrkanalanalysator. Um zeitliche Verzögerungen der einzelnen elektronischen Einheiten auszugleichen, müssen an zwei Stellen Verzögerungsleitungen (Type HH 2500) eingeschaltet werden.

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen, die durch Einsetzen einer Verzögerungsleitung ($T_{\text{Verzögerung}} = 5 \cdot T_{\text{Auflösung}}$) bestimmt wurde, ist bei den verwendeten Präparatstärken — etwa $100 \mu\text{C}$ — kleiner als 10% der echten und wurde summarisch berücksichtigt.

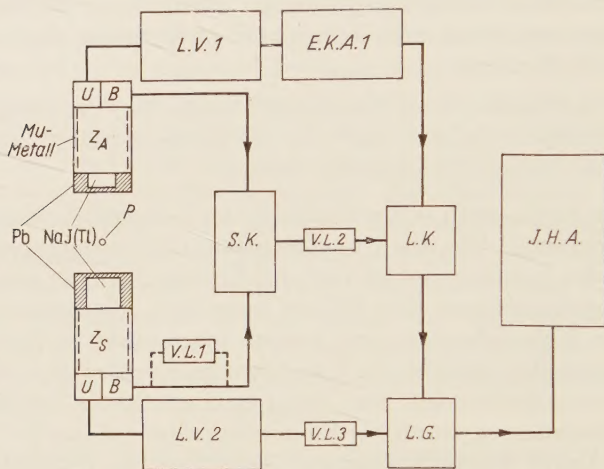


Fig. 1. Blockschaltbild zur Koinzidenzspektroskopie. Z_A Auswahlzähler; Z_S Spektroskopierzähler; $L.V.$ Linearverstärker; $E.K.A.$ Einkanalanalysator; $S.K.$ schnelle Koinzidenz; $L.K.$ langsame Koinzidenz; $L.G.$ lineares gate; $J.H.A.$ Impulshöhenanalysator; U Umkehrstufe; B Begrenzerstufe; $V.L.$ Verzögerungsleitung; P Präparat

IV. Koinzidenzmessungen an $\text{Ag}-\text{Cd}^{110}$

Mit dem Zerfall von Ag^{110} beschäftigten sich zunächst die Autoren⁶⁻⁹. Die recht groben Messungen ließen auf ein komplexes β - und γ -Spektrum schließen. Mit Hilfe eines Linsenspektrometers gelangen SIEGBAHN¹⁰ die ersten zuverlässigen Messungen. Aus den erhaltenen β - und γ -Energien schlug er unter Berücksichtigung der abgeschätzten Intensitäten ein Zerfallschema vor. Mit ähnlicher Meßmethode fanden CORK u. Mitarb.¹¹ nicht weniger als 18 γ -Energien, die sich erfreulich gut in das Schema von SIEGBAHN eingliedern ließen. An weiteren Messungen an Ag^{110} , durchgeführt mit magnetischen Spektrometern, seien die von GOODRICH¹², THOMAS, WHITAKER und PEACOCK¹³ und DZHELEPOW und

⁶ DEUTSCH, M., A. ROBERTS u. L. ELLIOTT: Phys. Rev. **61**, 389 (1942).

⁷ DEUTSCH, M.: Phys. Rev. **72**, 527 (1947).

⁸ RALL, W., u. R. WILKINSON: Phys. Rev. **71**, 321 (1947).

⁹ CORK, J., R. SHREFFLER u. C. FOWLER: Phys. Rev. **74**, 1657 (1948).

¹⁰ SIEGBAHN, K.: Phys. Rev. **77**, 233 (1950).

¹¹ CORK, J., W. RUTLEDGE, C. BRANYAN, A. STODDARD, W. CHILDS u. J. LE BLANC: Phys. Rev. **80**, 286 (1950).

¹² GOODRICH, M.: Phys. Rev. **82**, 759 (1951).

¹³ THOMAS, R.F., W.A. WHITAKER u. C.L. PEACOCK: Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II **1**, 86 (1956).

HOLNOV¹⁴ erwähnt, wobei nur bei letzteren genauere Intensitätsabschätzungen angegeben werden. Es liegen zwar noch einige γ - γ -Koinzidenzmessungen mit der üblichen Zählrohrtechnik vor^{10,15,16}, doch sind die Ergebnisse wegen der Komplexität des β - und γ -Spektrums zweifelhaft. JOHANSSON und ALMQUIST²⁴ versuchten eine Zuordnung zu treffen, doch erlauben die Ergebnisse keine sichere Bestätigung des Niveauschemas von¹⁰.

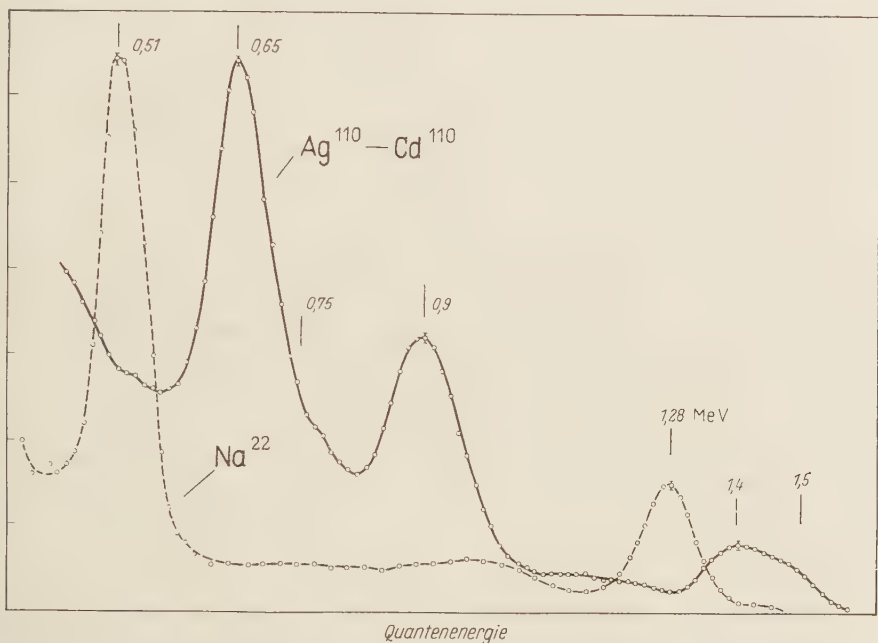


Fig. 2. Ausschnitt aus dem Gesamt γ -Spektrum. Vergleichsspektrum Na²². Bei dieser und den folgenden Figuren über Spektren ist der Nullpunkt unterdrückt

Bei den eigenen Messungen an Ag¹¹⁰ dienten als Präparat etwa 200 μ C AgNO³ (flüssig), aus aktiviertem metallischen Silber hergestellt. Unter Abschalten des Koinzidenzzweiges in Fig. 1 wurde mit dem Spektroskopierzähler allein das Gesamtspektrum von Fig. 2 erhalten. Deutlich sind drei Linien in den Energiebereichen um 0,7 MeV, 0,9 MeV und 1,4 MeV mit den Halbwertsbreiten von 14, 12 und 10,5 % wahrzunehmen. Aus dem Vergleich dieser mit der Halbwertsbreiten „monochromatischer“ Strahlung (Na²²) muß man schließen, daß bei dem Aufbau der einzelnen Linien im Ag¹¹⁰-Spektrum je zwei oder mehr Quantenenergien

¹⁴ DŽELEPOW, B. S., u. YU. V. HÓLNOV: Nuovo Cim. **3**, Suppl. 1, 49 (1956).

¹⁵ FU-CHUN YU, LING-SHEN CHENG u. J. D. KURBATOV: Phys. Rev. **75**, 1287 (1949).

¹⁶ MAIENSCHIN, F., u. J. MEEM: Phys. Rev. **76**, 899 (1949).

beteiligt sind. Den Intensitätsangaben von^{10,11,14} ist zu entnehmen, daß diese verbreiterten Linien den folgenden sechs Quantenenergien paarweise entsprechen:

0,66 und 0,76 MeV/0,88 und 0,94 MeV/1,40 und 1,50 MeV.

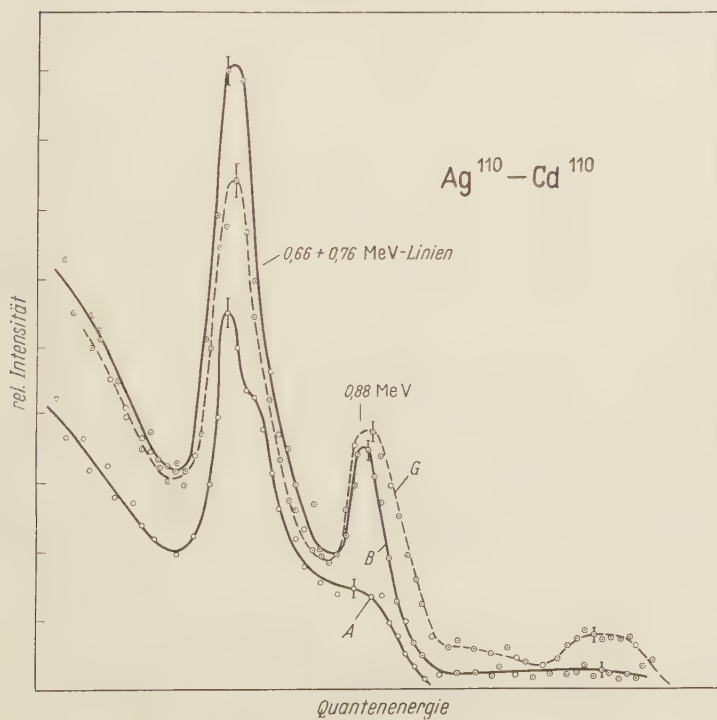
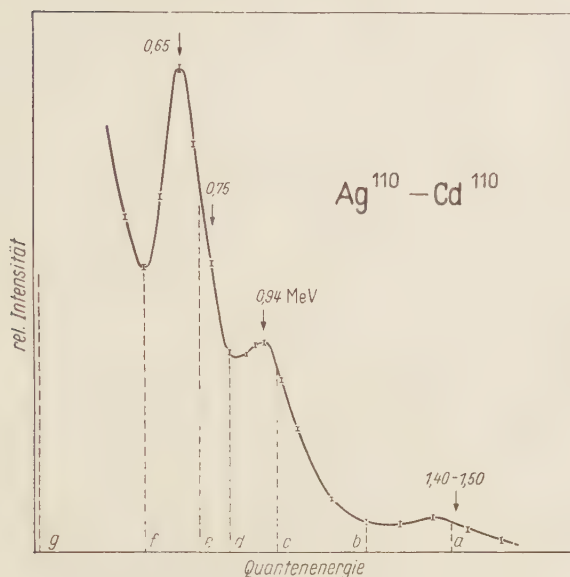
Dabei ist nicht ausgeschlossen, daß noch andere intensitätsärmere Energien am Aufbau des Spektrums teilhaben.

Durch eine Koinzidenzmessung ohne Energiediskriminierung (g in Fig. 3) wird zunächst die Frage nach der Gesamtzahl vorhandener Koinzidenzen beantwortet. Das resultierende Koinzidenzspektrum ist in Fig. 4G zu sehen. Man erkennt, daß alle Quantenenergien koinzidieren. Das bedeutet, daß alle in Fig. 2 gemessenen Quantenenergien an Kaskadenübergängen beteiligt sind. Wie bereits oben begründet, wurde zur weiteren Analyse eine *schrittweise integrale* Einstellung des Einkanalanalysators dem *Ausblenden* vorgezogen. Wiederholtes Herabsetzen des diskriminierenden Niveaus im Diskriminator des „Auswahlkreises“ ließ nun ein Koinzidenzspektrum nach dem anderen am 100-Kanalanalysator beobachten. Den Einstellungen $a-f$ in Fig. 3 entsprechend, ergeben sich die Koinzidenzspektren A bis F in Fig. 4—6. Da durch das Zusammenfallen zweier Linien zu einer breiteren die Koinzidenzbeziehungen nur aus der Änderung der Linienform im Koinzidenzspektrum beobachtet werden können, wurde zum besseren Erkennen das Spektrum gespreizt, d.h. die Impulse im 100-Kanalanalysator höher verstärkt und durch eine größere Vorspannung der untere Teil des Spektrums abgeschnitten.

Im Spektrum A stellt man eine Doppellinie, bestehend aus 0,66 und 0,76 MeV fest. Merkwürdig wirken die Überhöhungen bei 0,66 und 0,94 MeV. Weiter unten wird dieses als Störeffekt erklärt. Im Spektrum B (Fig. 4, gemäß Einstellung b in Fig. 3) wird die Andeutung bei 0,94 MeV zur ausgeprägten Linie. Aus einem Vergleich mit dem Koinzidenzspektrum aller beteiligten Quanten ersieht man deutlich (G in Fig. 4), daß sie der Quantenenergie von 0,88 MeV entspricht. Daneben tritt die 0,66 MeV-Linie stärker auf. In C (Fig. 5) ist keine neue außer den bisherigen Linien zu sehen, die Intensität ist aber größer geworden. Erst in D verändert sich das Spektrum wieder wesentlich. Zu der 0,88 MeV-Linie tritt die von 0,92 MeV hinzu. Gleichzeitig erscheint bei 1,40 MeV eine Linie. Bei E wird diese breiter, da zu einem bestimmten Intensitätsanteil auch die 1,50 MeV-Linie beiträgt. Kurve F in Fig. 6 liefert schließlich wieder das Koinzidenzspektrum G (Fig. 4).

Die geschilderten Tatsachen führen zwangsläufig zu folgender Erklärung:

Bei A können nur die Quanten im Spektrum auftreten, die mit denen von 1,50 MeV (Einstellung a) gleichzeitig emittiert werden. Es sind das die Energien 0,66 und 0,76 MeV. Bei B gelangt in den Auswahlszähler Z_A (Einstellung b) auch die Strahlung von 1,40 MeV. Sichtbar



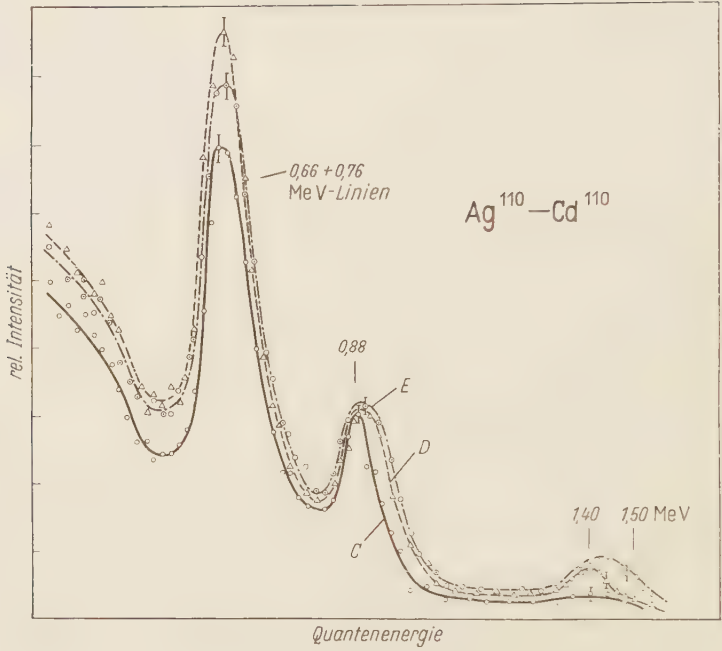


Fig. 5. Ausschnitt aus den Koinzidenzspektren C, D und E

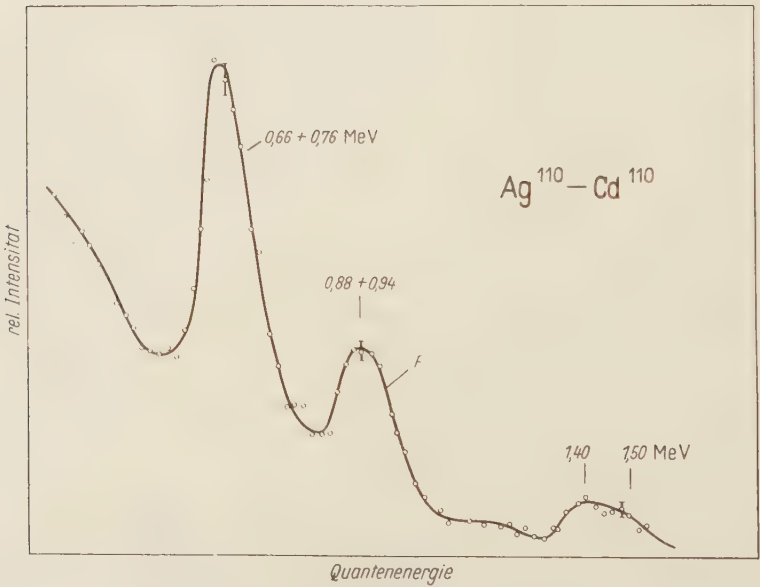
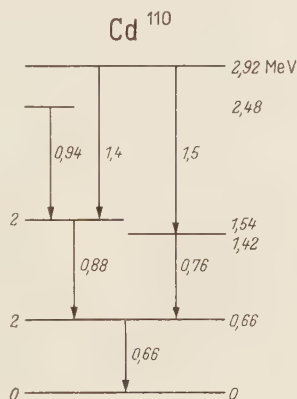


Fig. 6. Ausschnitt aus dem Koinzidenzspektrum F

werden als Koinzidenzquanten 0,88 und 0,66 MeV. Das bedeutet, daß 1,40 mit 0,88 MeV und 0,66 MeV in Koinzidenz ist. Liegt das Diskriminatorniveau unterhalb 0,94 MeV (Einstellung *c*), so heißt das Ergebnis in *C*, daß die 0,94 MeV-Strahlung weder mit 1,40 MeV noch mit 1,50 MeV, sondern nur mit 0,88 und 0,66 MeV koinzidiert. Aus *D* wird klar, daß 0,88 MeV-Quanten gleichzeitig mit solchen von 0,94 und 1,40 MeV emittiert werden, wohingegen *G* die Koinzidenz von 0,76 mit 1,50 MeV beweist. Aus der rund fünfmal stärkeren Intensität mit der das Koinzidenzspektrum *F* im Mehrkanalanalysator erscheint, folgt schlüssig, daß alle Linien mit 0,66 MeV in Koinzidenz sind.

Mühe los läßt sich nun das Niveauschema des Cd¹¹⁰-Kerns angeben (vgl. Fig. 7). Bei Betrachtung des Niveauschemas ist eine Erklärung der merkwürdigen Linienstruktur bei *A* (vgl. Fig. 4) leicht zu geben. Die Überhöhung bei 0,66 MeV und die angedeutete Linie bei 0,94 MeV kommt durch die oben erwähnten Summationskoinzidenzen zustande. Da bei einer Diskriminatorstellung *a* (unterhalb 1,50 MeV) jede Kombination zweier Quanten der linksgezeichneten konkurrierenden Kaskade das eingestellte Niveau überschreiten kann, wird bei qualitativer Abschätzung aus den Intensitäten und einem Raumwinkel $4\pi/100$, wie er vom

Auswahlzähler ausgenutzt wurde, ein Störeinfluß von etwa 10 % ermittelt. Eine genaue Berechnung des Effekts läßt sich kaum durchführen, da die Intensitätsangaben der einzelnen Energien nicht genau genug sind, und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler für die einzelnen Quantenenergien bei bestimmter Geometrie bekannt sein müßte.

Fig. 7. Termschema von Cd¹¹⁰

V. Koinzidenzmessungen an Sb—Te¹²⁴

Erste Untersuchungen an Sb¹²⁴ ^{17,18} im Jahre 1948 zeigten die Anwesenheit eines komplexen β -Spektrums und eine Anzahl von γ -Energien. Das γ -Spektrum wurde in den letzten Jahren näher untersucht; von LANGER u. Mitarb.¹⁹ mit einem magnetischen Spektrometer, von LAZAR²⁰ mit einem Einkristallspektrometer. Die neuesten sehr genauen spektroskopischen Messungen mit magnetischen Spektrometern liegen

¹⁷ COOK, C. S., u. L. M. LANGER: Phys. Rev. **73**, 1149 (1948).

¹⁸ MITCHELL, A. C. E., B. D. KERN u. D. J. ZAFFARANO: Phys. Rev. **73**, 1142 (1948).

¹⁹ LANGER, L., N. LAZAR u. R. MOFFAT: Phys. Rev. **91**, 538 (1953).

²⁰ LAZAR, N.: Phys. Rev. **95**, 293 (1954).

von DŽELEPOW²³ vor. Koinzidenzuntersuchungen wurden von LANGER u. Mitarb.¹⁹ mit zwei Einkanalanalysatoren, von LANGER und STARNER²¹, von LU, KELLY, WIEDENBECK²² mit der Summationsmethode und von JOHANNSON und ALMQUIST mit einem Koinzidenzspektrometer durchgeführt²⁴.

Man entnimmt der Literatur, daß — vor allem von²³ — gute Ergebnisse über Anzahl, Größe und Intensität der vorhandenen Quanten-

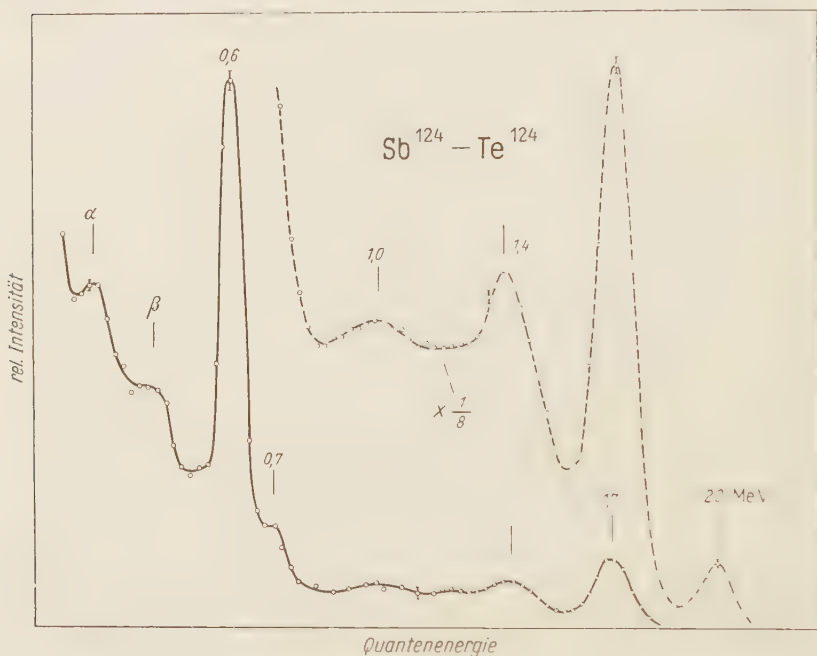


Fig. 8. Ausschnitt aus dem Gesamtspektrum

energien vorliegen, die Koinzidenzmessungen^{19, 21, 24} jedoch methodisch bedingt oder auf Grund ungenügender Apparaturen vielfach recht unsicher sind. Es wurde deshalb für notwendig erachtet, mit einer besseren Apparatur zuverlässigere Koinzidenzmessungen zu machen.

Zur Gewinnung einer Übersicht über die Zahl der auflösbaren Linien wurde wieder das Gesamtspektrum aufgenommen (Geräte zur Energieauswahl in Fig. 1 ausgeschaltet). Siehe Fig. 8. Nach Eichung des Spek-

²¹ LANGER, L., u. J. STARNER: Phys. Rev. **93**, 253 (1954).

²² LU, D., W. KELLY u. M. L. WIEDENBECK: Phys. Rev. **95**, 1533 (1954).

²³ DŽELEPOW, B. S.: Nuclear Phys. **2**, 408 (1956).

²⁴ JOHANNSON, S., u. S. ALMQUIST: Ark. Fysik **5**, 427 (1952).

trometers mit Na²², Cs¹³⁷, Co⁶⁰ werden im Spektrum folgende Energien identifiziert:

0,6 MeV	(0,60 MeV)
0,7 MeV	(0,72 MeV)
1,0 MeV	(0,96 MeV)
1,4 MeV	(1,36 MeV)
1,7 MeV	(1,68 MeV)
2,0 MeV	(2,10 MeV)

Die in Klammern neben den eigenen Werten angefügten genaueren Energieangaben sind der Arbeit²³ entnommen. Die Linie, entsprechend einer Energie von 0,64 MeV, kann wegen zu geringem Auflösungsvermögen von der intensitätsstärkeren 0,60 MeV nicht getrennt werden. Die Verbreiterung der 1,4 MeV-Linie ist nach den Messungen von²³ durch das Zusammenfallen der Energien 1,33 MeV, 1,37 MeV und 1,44 MeV hervorgerufen, die größenordnungsmäßig gleiche Intensität haben. Die Linien α und β unterhalb von 0,60 MeV rühren von Rückstreuquanten unter 180° und vom Compton-Effekt der intensitätsstarken 0,60 MeV-Linie her.

Um die Frage zu beantworten, welche von den im Gesamtspektrum erscheinenden Energien in irgendeiner Koinzidenzbeziehung zueinander stehen, wird wie bei Ag¹¹⁰ der Einkanalanalysator 1 so eingestellt, daß alle Quanten im Auswählzähler Z_A zur Koinzidenz beitragen können (Einstellung f in Fig. 9). Das resultierende Koinzidenzspektrum F (vgl. Fig. 10)

läßt aus der Übereinstimmung mit dem Gesamtspektrum (vgl. Fig. 8) erkennen, daß alle aufgeführten Energien auf irgendeine Weise koinzidieren. Gemäß dem in Fig. 9 aufgezeichneten Spektrum des Auswählzählers werden nacheinander die Diskriminatoreinstellungen a bis e benutzt. Aus den zugehörigen Koinzidenzspektren A bis E ist folgendes zu entnehmen: Bei Spektrum A trägt nur die 2,10 MeV-Linie zur Koinzidenz bei. Als Ergebnis ist im Koinzidenzspektrum die dazu koinzidente Linie von 0,60 MeV zu sehen. Bei B gelangen auch

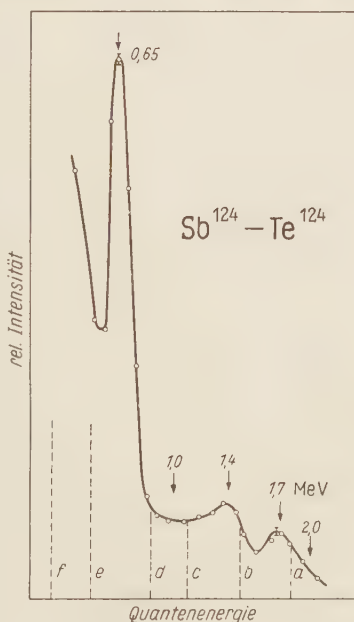


Fig. 9. Ausschnitt aus dem Spektrum des Auswählzählers Z_A

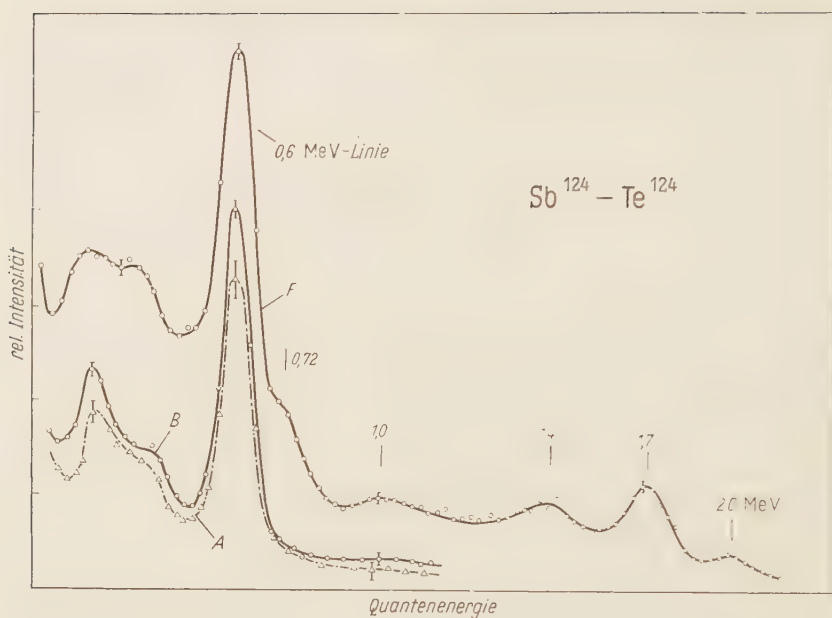


Fig. 10. Ausschnitt aus den Koinzidenzspektren A, B und F; Meßzeit bei A 10 Std, bei B 3 Std

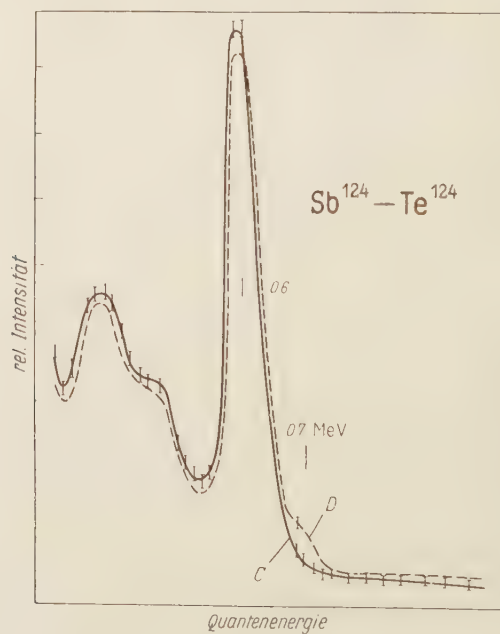


Fig. 11. Ausschnitt aus den Koinzidenzspektren C und D

Quantenenergien von 1,68 MeV im Auswahlkreis zur Registrierung (vgl. *b* in Fig. 9). Man erkennt wieder nur die 0,60 MeV-Linie, diesmal

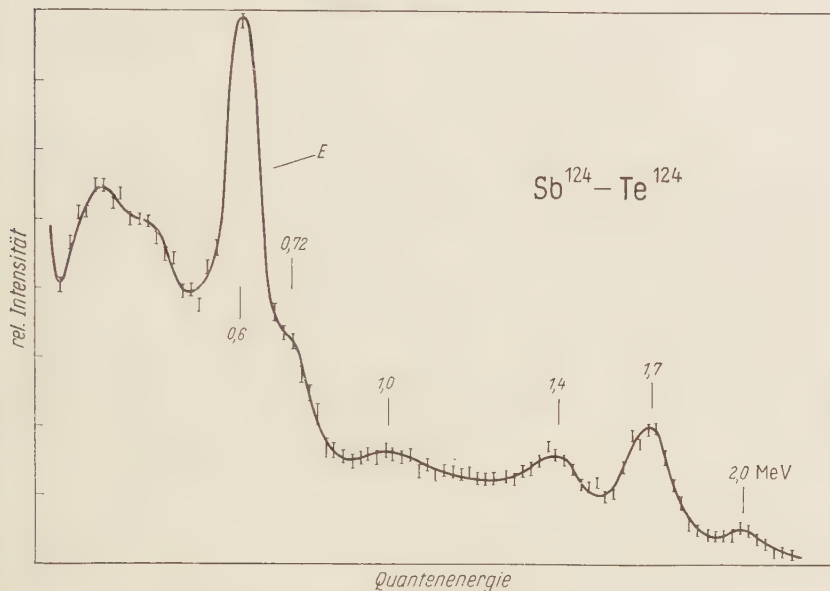


Fig. 12. Ausschnitt aus dem Koinzidenzspektrum *E*

aber intensitätsstärker. Eine Abschätzung zeigt, daß dieses Anwachsen nicht von der bei Diskriminatorstellung *b* über den Compton-Effekt erhaltenen größeren Zahl von 2,10 MeV-Quanten herrührt, sondern tatsächlich von der 1,68 MeV-Strahlung. Im Spektrum *C* (vgl. Fig. 11) ist wiederum keine neue Linie zu erkennen, also sind auch die 1,36 MeV-Quanten nur mit denen von 0,60 MeV in Koinzidenz. Erst im Spektrum *D* tritt bei 0,72 MeV eine Linie — zwar nur schwach, aber sicher — auf, d.h. die in Stellung *d* zusätzlich registrierten Quanten von 0,96 MeV sind mit denen von 0,72 MeV in Koinzidenz. Ab Einstellung *e* in Fig. 9 treten wieder alle Linien auf (Spektrum *E* in Fig. 12). Durch das Erscheinen der 0,96 MeV-Linie im Spektrum *E* wird bewiesen, daß diese nicht nur (nach *D*) mit 0,72 MeV, sondern auch mit der 0,60 MeV-Strahlung koinzidiert. (Tripekaskade 0,60 ,0,72, 0,96 MeV.)

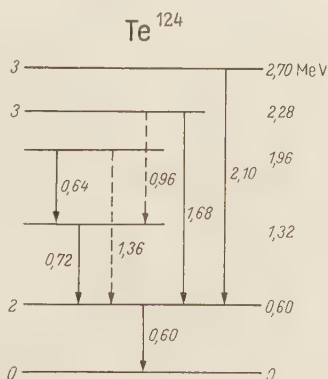


Fig. 13. Termschema von Te¹²⁴; ausgezogene Linien gemäß Vorschlag von ²⁰; gestrichelte Linien nach eigenen Messungen zugeordnet

Aus diesen Beobachtungen ergeben sich eindeutig die Koinzidenzzuordnungen folgender Quanten:

0,60 MeV koinzidiert mit 2,10 MeV

0,60 MeV koinzidiert mit 1,68 MeV

0,60 MeV koinzidiert mit 1,36 MeV

0,60 MeV koinzidiert mit 0,72 MeV und 0,96 MeV.

Unentschieden bleibt mit dieser Methode die Zuordnung der 0,64 MeV-Quanten. Die vorliegenden Messungen in Verbindung mit²³ sichern die Richtigkeit des bislang vermuteten Termschemas von¹⁹ Fig. 13. Neu eingeordnet werden die beiden Energien 0,96 und 1,36 MeV.

C. Messung von Winkelkorrelationen

I. Aufbau der Apparatur bei Winkelkorrelationsmessungen

Die Apparatur (Fig. 14) besteht im wesentlichen aus denselben Bestandteilen wie sie bei der Anordnung zur Koinzidenzspektroskopie

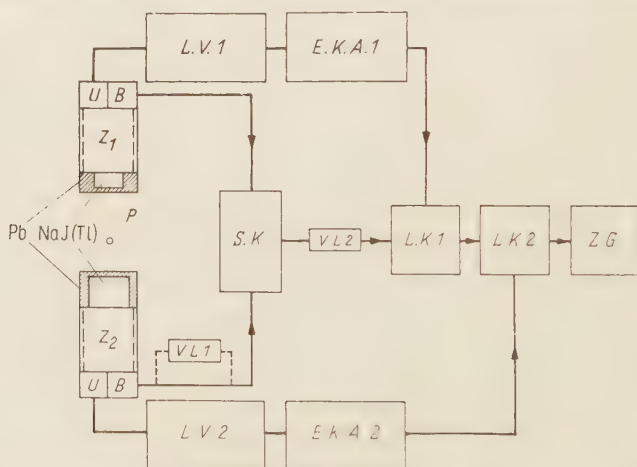


Fig. 14. Blockschaltbild der Anordnung zur Messung von γ - γ -Winkelkorrelationen; Z.G. Zählgerät; sonstige Bezeichnungen wie Fig. 4

verwendet wurden. An Stelle des linearen gates und des 100-Kanal-analysators tritt jetzt ein zweiter Einkanalanalysator sowie eine zweite langsame Koinzidenzstufe. Als „fast-slow“-Koinzidenzen registriert das Zählwerk nur solche Impulse, die erzeugt werden, indem zwei γ -Quanten nicht nur gleichzeitig (das bedeutet Ansprechen der schnellen Koinzidenz), sondern auch der Impulshöhen-Auslese jedes Einkanalkreises genügend (d.h. Ansprechen der langsamen Koinzidenzstufen) von den Zählern nachgewiesen werden. Neben der Messung der eigentlichen Koinzidenzrate dienten weitere Zählgeräte (teils mit Zeitdrucker) an verschiedenen Stellen der Apparatur zu Kontrollmessungen. Das Zählen

der Einzelraten in den beiden langsamen Kanälen erwies sich als unnötig, da die Apparatur über Tage (in einem Raum mit konstanter Temperatur) auf etwa 1% stabil blieb. Die gestrichelt eingezeichnete Verzögerungsleitung ($T_r = 6 \cdot 10^{-8}$ s) wurde zu der Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen eingeschaltet.

Um eine fehlerfreie Messung zu gewährleisten, wurden folgende Möglichkeiten einer Störung untersucht und beseitigt:

1. *Einflüsse durch Streuquanten bzw. Vernichtungsstrahlung.* Beide Einflüsse lassen sich durch Anbringen von Bleikappen an den Zählerkristallen und geeignete Diskriminierung bei den Einkanalanalysatoren beseitigen. Eine Kontrollmessung, auf die Sorgfalt gelegt wurde, war die Prüfung der Koinzidenzraten bei den Winkeln $\Theta = 45^\circ$ und 135° , womit angezeigt wird, daß die eben beschriebenen Störeffekte ohne Einfluß sind.

2. *Schlechte Zentrierung des Präparates.* Da bereits kleine Abweichungen von einer exakten Zentrierung Anisotropien vortäuschen können, wurde Präparat mit festem Zähler Z_2 und schwenkbarem Zähler Z_1 auf einer optischen Bank sorgfältig justiert.

3. *Größe des Präparates.* Die verwendeten Präparate hatten einen Durchmesser und eine Länge von mehreren Millimeter. Änderungen der Anisotropie liegen in der Größenordnung $(d/R)^2$, wobei d Durchmesser bzw. die Länge des Präparates, R sein Abstand von den Zählern ist. Diese Abweichung vom wahren Anisotropiewert liegt unterhalb der erzielten Meßgenauigkeit und kann deshalb vernachlässigt werden.

4. *Abschwächung der Korrelation durch Verwendung großer Raumwinkel.* Bei der theoretischen Berechnung der Funktion $W(\Theta) = \frac{N(\Theta)}{N(\pi/2)}$, wobei $N(\Theta)$ die Koinzidenzrate für die einzelnen Winkel bedeutet, wird von der Voraussetzung punktförmiger Strahlungsquelle und punktförmiger Zähler ausgegangen. Da bei der experimentellen Bestimmung von $W(\Theta)$ große Raumwinkel unvermeidbar sind, muß die Funktion nachträglich korrigiert werden. Von verschiedenen Autoren, die in einer Arbeit von LAWSON, FRAUENFELDER²⁶ zitiert sind, werden Korrektionsformeln für die einzelnen Geometrien angegeben. In der vorliegenden Arbeit wurde die Raumwinkelkorrektur nach²⁵ und ²⁶ durchgeführt.

II. Korrelationsmessungen an Ag—Cd¹¹⁰

Bei Cd¹¹⁰ liegen außer einer γ - γ -Korrelationsmessung von BEYSTER und WIEDENBECK²⁷ keine weiteren Experimente vor. Als Ergebnis fanden die Autoren eine Anisotropie von etwa $A = -0,08$. Diese Angabe ist

²⁵ FRANKEL, S.: Phys. Rev. **83**, 673 (1951).

²⁶ LAWSON, L., u. H. FRAUENFELDER: Phys. Rev. **91**, 649 (1952).

²⁷ BEYSTER, J., u. M.L. WIEDENBECK: Phys. Rev. **79**, 411 (1950).

jedoch wertlos, da keine Energiediskriminierung vorgenommen wurde und deshalb diese Anisotropie lediglich die Summe aller vorhandenen Anisotropien darstellt. Eine Spinuordnung ist selbstverständlich unmöglich.

Bei den eigenen Messungen mit einem Ag^{110} -Präparat (etwa 200 μC als AgNO_3 , flüssig) wurde versucht, etwas über die Korrelation der intensitätsstärksten Kaskade 0,66 bis 0,88 MeV auszusagen. Bei der Ermittlung der Korrelation wurden durch differentielle Einstellung der beiden Einkanalanalysatoren die zwei Energien ausgeblendet. Ein geringer

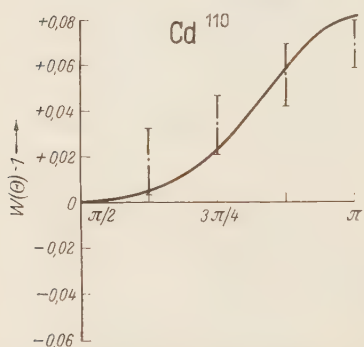


Fig. 15. Winkelkorrelation von Cd^{110} ; ausgezogene Kurve = theoretisch berechnete Korrelation für $2(1,2)-2(2)0$ -Übergang. Senkrechte Striche = Meßpunkte mit Fehlergrenzen

Störeinfluß durch Compton-Quanten höherer Energie kann besonders im Zähler 1 (mit kleinerem Zählkristall) nicht ausgeschlossen werden, doch dürfte er das Gesamtergebnis nur um wenige Prozent verändern. Wie aus Fig. 15 ersichtlich, liefert die gemessene Korrelation eine Anisotropie $A = +0,067 \pm 0,01$.

Da Cd^{110} als gg -Kern im Grundzustand den Spin $0+$ besitzt, lassen die experimentellen Ergebnisse folgende Übergänge zu: $2(M1) 1(M1) 0$, wobei beiden $M1$ -Übergänge nahezu rein sind und $2(M1E2) 2(E2) 0$ mit einer Beimischung von 7% $E2$ zu 93% $M1$. Aus den Messungen des Koeffizienten der inneren Umwandlung für die

0,66 MeV-Strahlung, sowie der Coulomb-Anregung des 0,66 MeV-Niveaus²⁸ folgt aber eindeutig der $E2$ -Übergang und damit $2-$ für das erste angeregte Niveau. Somit ist die gemessene Korrelation nur durch die Spinfolge $2(1,2) 2(2) 0$ zu verstehen. Diese ist mit den Vorstellungen des Kollektivmodells verträglich²⁹, das für die Kerne in der Gegend von Cd^{110} „near harmonic“-Spektren vorschlägt. Spin 2 für ersten angeregten Zustand, sowie das Verhältnis der Energien des zweiten zu dem des ersten angeregten Zustandes ungefähr $\sim 2,4$ stimmen damit überein. Ob die Niveaus 1,42 und 1,54 MeV zu einem $0+$, $2+$, $4+$ -Triplet gehören, ist noch nicht zu entscheiden. Von CAPELLER u. Mitarb.³⁰ erschienen kürzlich Richtungskorrelationsbeobachtungen an Ag^{110} . Um die Richtungskorrelationen in dem komplizierten Zerfallschema zu klären, wurde in einem Ausgleichsverfahren die gegenseitige Beeinflussung der gemessenen Korrelationen berücksichtigt. Daraus ergab sich — im Gegensatz zu dem Ergebnis dieser Arbeit — für den 1,54 MeV-Zustand der Spin 4,

²⁸ TEMMER, G. T., u. N. P. HEYDENBURG: Phys. Rev. **104**, 967 (1956).

²⁹ SCHARFF-GOLDHABER, G., u. J. WENESER: Phys. Rev. **98**, 212 (1955).

³⁰ CAPELLER, U., E. GANSSAUGE u. W. ULLRICH: Z. Naturforsch. **13a**, 559 (1958).

d.h. für die 0,88 MeV-Strahlung vornehmlich die Multipolarität $E2$. Sollte sich dieses Ergebnis bestätigen, so dürfte die hier gemessene Korrelation (mit zu kleiner Anisotropie) durch nicht genügend scharfe Energiediskriminierung im Zähler 1 bedingt sein.

III. Korrelationsmessungen an Sb—Te¹²⁴

Bei den folgenden Messungen wurden die Winkelkorrelationen der Kaskaden mit den Quantenenergien 0,60 bis 1,68 MeV und 0,60 bis 2,10 MeV untersucht.

Bezüglich der intensitätsstarken Kaskade 0,60 bis 1,68 MeV liegen widersprechende Ergebnisse vor. Verschiedene Autoren^{31, 32, 33, 34} fanden keine Anisotropie und erklärten das durch starke Mischungen von $E2$ und $M1$ bei der 1,68 MeV-Strahlung. Weitere Arbeiten wurden vor mehreren Jahren von METZGER³⁵, ferner KRAUSHAAR und GOLDHABER³⁶ ausgeführt. Da im Falle der 0,60 MeV bis 1,68 MeV-Kaskade unterschiedliche Anisotropiewerte gefunden wurden und eine Störung durch äußere Felder vorliegen kann, bei der 0,60 MeV bis 2,10 MeV-Kaskade hingegen der gemessene Anisotropiewert wegen der geringen Intensität der 2,10 MeV-Strahlung (15 % der 1,68 MeV-Strahlung) nicht ganz gesichert erscheint, wurden die Anisotropien der beiden Kaskaden nachgeprüft.

Als Präparat diente SbCl in flüssiger Form, um die Wahrscheinlichkeit einer Störung der Korrelation durch äußere Felder herabzusetzen. Zur Bestimmung der 0,60 MeV bis 1,68 MeV-Korrelation war der Einkanalanalysator 2 integral auf $>0,5$ MeV der andere integral auf $>1,5$ MeV eingestellt. Bei der 0,60 MeV bis 2,10 MeV-Kaskade blieb das Niveau des Einkanalanalysators 2 gleich, das des anderen wurde auf $>1,8$ MeV erhöht. Mit dieser Festlegung der Diskriminatorniveaus wird gewährleistet, daß bei der einen Korrelationsmessung tatsächlich nur die 2,10 MeV-Quanten zur Registrierung kommen, im andern Fall ein gut abschätzbarer Anteil der störenden 2,10 MeV-Strahlung mitgezählt wird. Die Präparatstärke betrug in beiden Fällen etwa 200 μC und war so gewählt, daß bei einer Auflösungszeit von etwa 25 μs in der schnellen Koinzidenzstufe sich die Zahl der zufälligen Koinzidenzen auf 30% der echten belief. Während bei der 0,60 MeV bis 1,68 MeV-Korrelationsmessung $W(\theta)$ für die Winkel 90, 112,5, 135, 157,5 und 180° bestimmt wurde, war es aus Intensitätsgründen bei der anderen Kaskade zweckmäßig, nur die Anisotropie, diese aber möglichst genau, zu ermitteln.

³¹ RIDGEWAY, S.: Phys. Rev. **78**, 821 (1950).

³² BEYSTER, J., u. M.L. WIEDENBECK: Phys. Rev. **79**, 169 (1950).

³³ STEVENSON, D., u. M. DEUTSCH: Phys. Rev. **83**, 1202 (1951).

³⁴ KLOEPPER, R.M., E.S. LENNOX u. M.L. WIEDENBECK: Phys. Rev. **88**, 695 (1952).

³⁵ METZGER, F.R.: Phys. Rev. **90**, 328 (1953).

³⁶ KRAUSHAAR, J., u. M. GOLDHABER: Phys. Rev. **89**, 1084 (1953).

Die gewonnenen Meßwerte wurden der oben erwähnten Raumwinkelkorrektur unterzogen.

Bezüglich der 0,60 MeV bis 1,68 MeV-Kaskade ergibt sich aus den eigenen Messungen (gemäß Fig. 16) eine Korrelation mit einer Anisotropie von $A = -0,70 \pm 0,009$. Da an Stelle des theoretisch zu erwartenden Anisotropiewertes $A_{\text{theor.}} = -0,104$ mit flüssigem SbCl-Präparat ebenso wie bei KRAUSHAAR, GOLDHABER mit metallischem Antimon ein kleinerer Wert gefunden wurde, scheint eine Störung durch äußere Felder nicht vorzuliegen. Nach den Messungen von ³⁵ und ³⁶ bestätigen

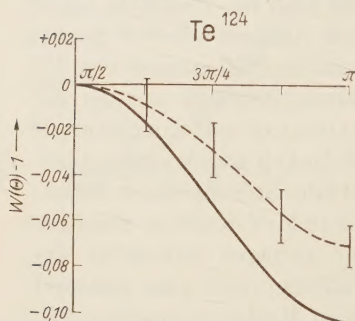


Fig. 16. Winkelkorrelation von Te^{124} ; ausgezogene Kurve = theoretisch berechnete Winkelkorrelation für 3(1)2(2)0-Übergang; gestrichelte Kurve = den Meßwerten optimal angepaßte Kurve

die hier vorliegenden das Vorhandensein eines 3(1) 2(2) 0-Übergangs und damit einer Spinzuordnung 3 für das Niveau bei 2,28 MeV im Termschema Fig. 8. Eine andere Spinzuordnung könnte die Korrelation nicht erklären.

Im Falle der 0,60 MeV bis 2,10 MeV-Kaskade beträgt die Anisotropie $A = -0,102 \pm 0,016$. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit $A_{\text{theor.}} = -0,104$ für einen Übergang 3(1) 2(2) 0 überein. Daß das 0,60 MeV-Niveau im Termschema des Te^{124} den Spin 2 haben muß, wurde von mehreren Autoren (vgl. Literaturangabe in ³⁷) durch Messung des

Koeffizienten der inneren Umwandlung sowie aus β - γ -Korrelationsmessungen geschlossen. Demzufolge kann für das 2,70 MeV-Niveau eine Spinzuordnung 3 vorgenommen werden.

Nach Abschluß der vorliegenden Arbeit erschien über die Kerne Ag¹¹⁰ und Sb¹²⁴ eine Veröffentlichung von DŽELEPOW u. Mitarb.³⁸. Die darin angegebenen Niveauschemata von Cd¹¹⁰ und Te¹²⁴ stehen mit den eigenen Messungen in Einklang. Ebenso stimmen die Ergebnisse über die Multipolaritäten der γ -Strahlungen mit den hier gefundenen überein.

Mein besonderer Dank gilt meinem verehrten Lehrer Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN für die Anregung zu dieser Arbeit und sein ständiges Interesse an deren Fortgang.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die großzügige Bereitstellung zahlreicher elektronischer Geräte, ohne die eine Durchführung der Arbeit kaum möglich gewesen wäre.

³⁷ MORITA, M., u. M. JAMODA: Progr. Theor. Phys. **10**, 64 (1953).

³⁸ DŽELEPOW, B. S., u. N. N. ZHUKOVSKY: Nuclear Phys. **6**, 655 (1958).

Lebenslauf

Als Sohn des Dipl.-Ing. Johann Boschitz und seiner Ehefrau Lydia, geb. Schmid, wurde ich, Edmund Theodor Boschitz, am 27. Juni 1929 in Wien geboren. Die Volksschule besuchte ich vom 6. Lebensjahr an $3\frac{1}{2}$ Jahre in Graz und nach der Übersiedlung meiner Eltern $\frac{1}{2}$ Jahr in Berlin. Dort trat ich in die Friesen-Oberschule in Charlottenburg ein und gehörte ihr bis 1945 in Berlin, Ostpreußen und Thüringen (KLV-Lager) an. Nach Kriegsende arbeitete ich 1 Jahr in Holstein in der Landwirtschaft und besuchte nach Wiederaufnahme des Unterrichts im Frühjahr 1946 in Oldenburg/Holstein die dortige Oberschule. Am 13. Februar 1950 erhielt ich das Zeugnis der Reife. Mein Physikstudium begann ich in Kiel im Sommersemester 1950, wechselte im zweiten Semester nach Erlangen, dem neuen Wohnsitz meiner Eltern über, und studierte seitdem ohne Unterbrechung an der hiesigen Universität. Nach zehn Semestern Fachstudium in Physik legte ich am 10. Mai 1955 die Diplom-Hauptprüfung ab. Die letzten beiden Jahre war ich mit der Anfertigung der Dissertation beschäftigt und assistierte zeitweise als wissenschaftliche Hilfskraft im Anfängerpraktikum des Physikalischen Instituts.

